

# НОВАЯ КОНЦЕПЦИЯ СОЛНЕЧНОГО ЦИКЛА

**А. А. Соловьев**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,  
Калмыцкий государственный университет*

Новые данные о солнечных g-модах и быстровращающемся ядре Солнца (Fossat et al., 2017) позволяют предположить, что генерация магнитного поля Солнца происходит не у основания конвективной зоны в тахоклине, а гораздо глубже — на границе солнечного ядра, с периодом обращения семь дней, в то время как период обращения радиативной зоны составляет 27 дней. На этом уровне радиальный градиент угловой скорости вращения Солнца чрезвычайно велик. Генерируемое здесь магнитное поле входит в гидростатическую зону радиационного переноса, которая вращается твердотельно и не деформирует магнитное поле. Таким образом, магнитное поле в этой зоне становится бессильным. Осевая симметрия и бессильная природа поля однозначно определяют решение слоевой структуры магнитного поля в радиативной зоне. Оно имеет вид концентрических вложенных слоев, последовательный выход которых на поверхности Солнца описывает развитие солнечного цикла во всех его деталях.

## NEW CONCEPT OF SOLAR CYCLE

**A. A. Solovjev**

*The principal astronomical observatory of the Russian Academy  
of Sciences (Pulkovo), Kalmyk State University*

New data about solar g-modes and fast rotating core of the Sun (Fossat et al., 2017) allow us to assume that the generation of the solar magnetic field occurs not at the base of the convective zone, in tachocline, but much deeper — on the boundary of the solar core, with the period of revolution of 7 days, and the radiative transfer zone (the period of revolution is 27 days). At this level the radial gradient of the angular

velocity of solar rotation is extremely large. The magnetic field generated there enters not in the turbulent medium of the convective zone, but in the hydrostatic zone of radiative transfer, which rotates solidly and does not deform the magnetic field. Thus, the magnetic field in this zone turns out to be a force free field. The axial symmetry and force free conditions uniquely determine the solution for the layered structure of the magnetic field in radiative zone. It has the form of concentric embedded layers, the successive output of which on the surface of the Sun draws the development of the solar cycle in all its details.

## Введение

Недавно в [1] сообщено об открытии g-мод на Солнце и быстром вращении солнечного ядра, которое делает оборот за 7 дней, как раннее Солнце, а расположенная над ним зона лучистого равновесия (ЛЗ) вращается твердотельно с периодом 27 дней. Это позволяет по-новому подойти к проблеме солнечных магнитных полей, полагая, что генерация («намотка») магнитного поля Солнца происходит в основном не на нижней границе конвективной зоны (КЗ), в тахоклине, а много глубже — на границе ядра и ЛЗ, где имеется большой радиальный градиент угловой скорости вращения. Важно, что магнитное поле, по мере его непрерывной «намотки» на этой границе, генерируется не в турбулентной КЗ, а попадает в гидростатическую, лишенную хаотических движений и дифференциального вращения среду ЛЗ, где оно не подвергается случайному запутыванию и сразу формируется как регулярная, правильная, крупномасштабная магнитная структура. Тепло в ЛЗ переносится поглощением и переизлучением электромагнитных квантов, магнитное поле на этот перенос влияния не оказывает, не изменяет радиальные гидростатические профили давления и плотности. Значит, магнитное поле в ЛЗ неизбежно должно релаксировать к бессиловому состоянию:  $[\text{curl } B \times B] = 0$ . Это центральная идея работы.

## Магнитное поле в зоне лучистого переноса

В отсутствие дифференциального вращения уравнение осесимметричного бессилового поля в координатах  $(r, \theta, \varphi)$  имеет вид

$$\frac{\partial^2 A}{\partial r^2} + \frac{\sin \theta}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial A}{\partial \theta} \right) = -\frac{1}{2} \frac{d\Omega^2}{dA}, \quad (1)$$

где

$$A(r, \theta) = - \int_0^r B_\theta \sin \theta r \, dr$$

есть поток магнитного поля вдоль меридиана через единичную площадь;

$$\Omega(r, \theta) = -\frac{4\pi}{c} \int_0^r j_\theta \sin \theta r \, dr$$

аналогичный поток электрического тока, а составляющие вектора  $B$  выражаются формулами

$$B_r = \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial A}{\partial \theta}; \quad B_\theta = -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial A}{\partial r}; \quad B_\varphi = \frac{\Omega}{r \sin \theta}. \quad (2)$$

Разделим переменные в функции потока:

$$A(r, \theta) = \sum_i S_i(r) f_i(\theta),$$

где  $i$  — номер гармоники. Угловой оператор

$$\frac{\sin \theta}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial f(\theta)}{\partial \theta} \right)$$

имеет следующие собственные функции (производные от полиномов Лежандра) и собственные числа:

$$\left. \begin{aligned} f_1(\theta) &= \sin^2 \theta, & \lambda_1 &= -2 \\ f_2(\theta) &= \sin^2 \theta \cos \theta, & \lambda_2 &= -6 \\ f_3(\theta) &= \sin^2 \theta (5 \cos^2 \theta - 1), & \lambda_3 &= -12 \\ f_4(\theta) &= \sin^2 \theta \cos \theta (\frac{7}{3} \cos^2 \theta - 1), & \lambda_4 &= -20 \\ \dots\dots\dots, & & & \\ f_i &= \frac{2^i i! (i-1)!}{(2i)!} \sin^2 \theta P'_i(\cos \theta) & \lambda_i &= -i(i+1) \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

В линейном случае  $\Omega(r, \theta) = \alpha A(r, \theta)$ , где  $\alpha$  — константа, определяющая мощность токов. Тогда, согласно (2), тороидальное поле

пропорционально  $\alpha \cdot A$ :

$$B_\varphi(r, \theta) = \frac{\Omega}{r \sin \theta} = \frac{\alpha A(r, \theta)}{r \sin \theta} = \alpha R \frac{A(r, \theta)}{r \sin \theta \cdot R}. \quad (4)$$

Решения для  $S_i(r)$  после подстановки  $A(r, \theta) = \sum_i S_i(r) f_i(\theta)$  в уравнение (1) и учета (3) выражаются через Бесселевы функции полуцелого аргумента. Они знакопеременны, и этим обеспечивается основное свойство полученного решения — слоистая структура магнитного поля по радиусу Солнца. Для краткости изложения мы не выписываем функции  $S_i(r)$ , а сразу покажем примеры магнитных поверхностей ( $A = \text{const}$ ) для четырех гармоник с функциями  $f_1, f_2, f_3, f_4$ . Коэффициенты в  $S_i(r)$  выбраны так, чтобы в момент, представленный на рис. 1, функция  $A$  обращалась в нуль на границе ядра ( $r_c \simeq 0.2R$ ,  $R$  — радиус Солнца).

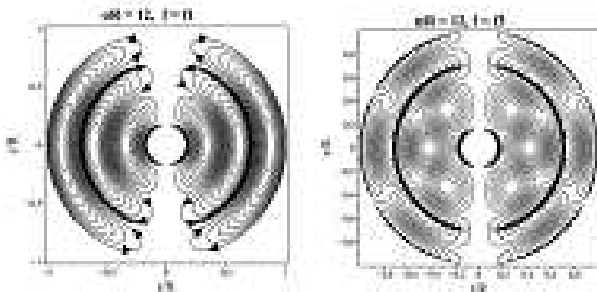


Рис. 1. Нечетные 1-я и 3-я гармоники не равны нулю на экваторе. Черные полукольца — положение тахоклина,  $r \simeq 0.7R$ , и слоя на границе ЛЗ, где идет непрерывная намотка и релаксация поля к бессиловой структуре. На рисунке слева стрелки показывают смену знака поля на границе слоя

## Динамика подфотосферного магнитного поля и солнечный цикл

Турбулентная среда КЗ отторгает внешнее магнитное поле, но его напряженность под ней, в нижележащей ЛЗ, постоянно растет вследствие непрерывного генерирующего действия огромного градиента угловой скорости на границе ЛЗ с ядром. Это растущее магнитное поле, достигая некоторой критической величины, время от времени (циклически, послойно) продавливается, прорывается сквозь

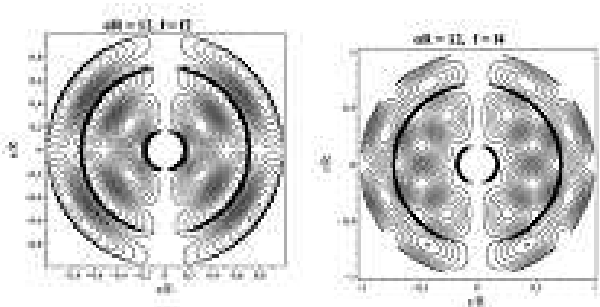


Рис. 2. Четные 2-я и 4-я гармоники на экваторе обращаются в ноль. Согласно (4) тороидальные магнитные поля, формирующие солнечные пятна, имеют структуру, близкую к представленной; 4-я гармоника выделяет «королевскую» зону пятнообразования на широтах от 0 до  $40^\circ$

толщю КЗ на поверхность Солнца, «прорисовывает» на ней цикл солнечной активности (СА) и затем, необратимо диссипируя, уходит в межпланетное пространство, унося с собой угловой момент. На рис. 1, 2 свободный токовый параметр задачи  $\alpha$  выбран так, что на толщине КЗ укладывается один магнитный слой, который при выходе наверх даст два максимума 11-летней пятнообразовательной деятельности: граница между магнитными слоями соответствует максимуму тороидального поля, формирующего пятна. Таким образом, два последующих максимума СА образуются одной топологически связанной магнитной структурой. При этом второй, последующий, максимум несколько выше первого, поскольку на нижнем обходе слоя, который выходит наверх как единое целое, поле несколько сильнее. Так обеспечивается известное правило Гневашева—Оля: *1) нечетный 11-летний цикл выше, чем предшествующий четный цикл; 2) четный цикл с последующим нечетным циклом образуют физическую пару, единое целое* [2]. Другая особенность СА — квазидвухлетние вариации пятен, т. е., по сути, вариации тороидального поля, возможно, формируются как его деформации, в моменты, когда поля послойно прорываются из ЛЗ в КЗ через относительно тонкий переходный слой — тахоклин. Такова, может быть, чисто механическая природа квазидвухлетних вариаций СА.

Часть магнитного потока, прорвавшегося в КЗ, турбулизуется в ней, приобретает хаотический, перемежающийся (может быть, мультифрактальный) характер, но, несмотря на турбулентное перемеши-

вание в КЗ, происходящее в относительно малых масштабах, магнитная структура, возникшая в ЛЗ, сохраняет в общих чертах свою изначальную регулярную слоистую конфигурацию и проявляется на поверхности Солнца в виде крупномасштабного магнитного поля, которое создает силовой каркас активных областей, формирует цикл солнечных пятен, порождает южно-северную асимметрию СА. Последовательный выход магнитных слоев автоматически обеспечивает «переполюсовку» — смену полярности магнитного поля на полюсах в фазе максимума пятен (см. стрелки на рис. 1) без каких-либо магнитных пересоединений, которые в турбулентной среде КЗ было бы крайне трудно реализовать в последовательной регулярной форме).

В рамках нашей модели объясняется правило Вальдмайера: *чем выше скорость роста цикла пятен, тем он мощнее*. Это правило диктуется скоростью выхода верхнего магнитного слоя в фотосферу. Если выход замедлен, то поток поля  $B_\varphi$ , отвечающего за формирование пятен, растягивается, расширяется, поле ослабевает, цикл получается слабым; если выход слоя ускорен, то поток поля  $B_\varphi$  сжимается, цикл — сильный. Скорость выноса тороидального поля на поверхность Солнца, как показано ниже, пропорциональна  $\eta r \alpha^2$ . Обе эти величины в КЗ подвержены случайным флуктуациям.

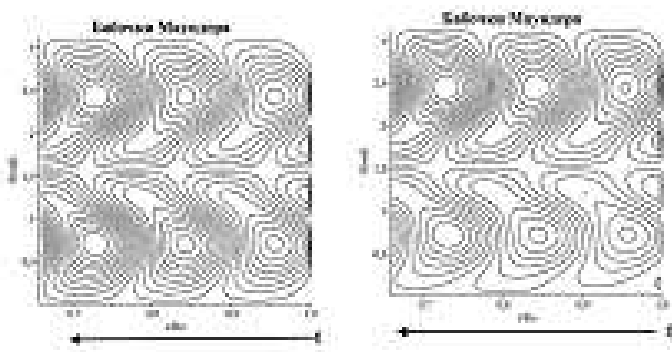


Рис. 3. Слева — сумма шести гармоник с амплитудами  $a_1 = a_3 = 0$ ,  $a_2 = 1$ ,  $a_4 = 0.75$ ,  $a_5 = 0$ ,  $a_6 = 0.075$  дает картину выхода магнитных слоев на поверхность Солнца, бабочки Маундера. Взято  $\alpha R = 24$ . Справа — малая добавка 1 и 3 гармоник:  $a_1 = -0.1$ ,  $a_3 = 0.1$  создает северо-южную асимметрию СА. Стрелка снизу — направление времени

Еще одно значительное проявление СА заключается в повороте солнечного диполя в течение цикла [3, 4]. В нашей модели это явление обусловлено тем, что, как можно показать, магнитные моменты двух соседних слоев в полученной бессиловой конфигурации антипараллельны, в то время как минимуму магнитной энергии системы отвечает их параллельная ориентация. Поэтому, когда верхний магнитный слой, выйдя на поверхность Солнца и сбросив плотную фотосферную плазму, начинает «искать» ориентацию, минимизирующую его энергию, он поворачивается вдоль меридиана относительно нижележащего магнитного слоя, который еще прочно вморожен в плотные фотосферные слои и изменить ориентацию не может. Эта модель излагалась в [5, 6]. Попытка описать магнитный цикл как последовательный выход на поверхность Солнца слоистых магнитных полей была предпринята в [7], но там речь шла о появлении таких структур в турбулентной КЗ, что выглядело проблематично. Новые данные о быстром вращении ядра позволяют вернуться к этой идее.

## Продвижение магнитного слоя в конвективной зоне

Поле, попавшее в КЗ, подвергается турбулентной диффузии с коэффициентом  $\eta_T = (l_c \cdot u_c)/3$ , где  $l_c$  — длина пути перемешивания;  $u_c$  — среднеквадратичная скорость турбулентных пульсаций. В фотосфере

$$\eta_T \simeq 1/3 \cdot 10^8 \text{ см} \cdot 10^5 \text{ см/с} = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^2/\text{с}.$$

Примем эту оценку для всей толщины КЗ. Согласно уравнению индукции

$$\begin{aligned} \frac{\partial B}{\partial t} &= -\eta_T \text{curl curl } B + \text{curl } [V \times B] = \\ &= -\alpha^2 \eta_T B - e_\theta \left( \frac{\partial(rV_r B_\theta - rV_\theta B_r)}{r \partial r} \right) - \\ &- e_\varphi \left[ \frac{\partial(rV_r B_\varphi - rV_\varphi B_r)}{r \partial r} - \frac{\partial(V_\varphi B_\theta + V_\theta B_\varphi)}{r \partial \theta} \right] + \\ &+ e_r \frac{\partial(\sin \theta (V_r B_\theta - V_\theta B_r))}{r \sin \theta \partial \theta}. \end{aligned} \tag{5}$$

В отсутствие динамического члена  $\text{curl} [V \times B]$  магнитное поле в КЗ было бы рассеяно за короткое время порядка

$$\tau_T = \frac{R^2}{\eta_T (R\alpha)^2} = \frac{49 \cdot 10^{20}}{3 \cdot 10^{12} 12^2} \simeq 0.36 \text{ года.}$$

Но в КЗ, кроме турбулентных пульсаций, существуют регулярные течения, в частности, дифференциальное вращение, генерирующее поле, и радиальный подъем магнитного поля (члены в (5), содержащие  $V_r$ ), также противостоящий его диссипации. Как видно из (5), сохранение поля на масштабе 11 лет и более возможно, если выполнено равенство типа  $A = B - C$ , где  $B$  и  $C$  — относительно большие и примерно равные по модулю величины, так что  $A$  в норме близко к нулю. Оба этих члена в турбулентной КЗ подвержены случайным флуктуациям. Даже относительно малые флуктуации близких по модулю величин ведут к значительным вариациям их разности.

В этом состоит основная принципиальная трудность прогнозирования СА.

Рассмотрим баланс правой части (5) на примере тороидального компонента:

$$\frac{\partial B_\varphi}{\partial t} = -\eta_T \alpha^2 B_\varphi - \left[ \frac{\partial(rV_r B_\varphi - rV_\varphi B_r)}{r \partial r} - \frac{\partial(V_\varphi B_\theta + V_\theta B_\varphi)}{r \partial \theta} \right].$$

Раскроем член в скобке с  $V_r$ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial r B_\varphi}{\partial t} = & -\eta_T \alpha^2 r B_\varphi - r B_\varphi \frac{\partial V_r}{\partial r} - V_r \frac{\partial(r B_\varphi)}{\partial r} + \\ & + \left[ \frac{\partial(r V_\varphi B_r)}{\partial r} + \frac{\partial(V_\varphi B_\theta + V_\theta B_\varphi)}{\partial \theta} \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

Поле в КЗ не исчезнет слишком быстро, если правая часть (6) близка к нулю. Члены в квадратной скобке описывают эффекты дифвращения, компенсирующие диссипацию, — они очень близки по модулю к диссипативному члену. Для того чтобы рассмотреть радиальный выход поля в том его виде, как оно образовалось в ЛЗ, учтем влияние членов в скобке тем, что введем в диссипативное слагаемое малый множитель  $\delta < 1$ , показывающий степень компенсации этого слагаемого за счет дифвращения. Тогда

$$\frac{\partial V_r}{\partial x} + V_r \frac{\partial \ln(x B_0^{-1} B_\varphi)}{\partial x} = -\delta \eta_T \alpha^2 R,$$



где  $x = r/R$ ;  $B_0$  — мера напряженности поля;

$$xB_0^1 B_\varphi = \frac{\alpha \tilde{A}(x, \theta)}{R \sin \theta},$$

$\tilde{A}$  — безразмерная функция потока. Решение уравнения:

$$V_r(x, \theta) = \frac{1}{\tilde{A}} \left( C(\theta) \sin^2 \theta \cdot \cos \theta - \delta \eta_T \alpha^2 R \int_{0.7}^x \tilde{A} dx \right), \quad (7)$$

где  $C(\theta)$  — некоторая функция угла; множитель  $\sin^2 \theta \cos \theta$  выделен в ней для удобства. Первое слагаемое в скобке — скорость подъема поля  $B_\varphi$ , когда нижний край слоя находится на дне КЗ,  $r = 0.7 R$ . Слой пройдет КЗ за время

$$\tau = R \int_{0.7}^1 \tilde{A}(x, \theta) \left( C \sin^2 \theta \cdot \cos \theta - \delta \eta_T \alpha^2 R \int_{0.7}^x \tilde{A} dx \right)^{-1} dx. \quad (8)$$

Оценим  $\tau$  для второй и четвертой гармоник, обеспечивающих тороидальное поле в королевской зоне:

$$\tau = R \int_{0.7}^1 \frac{3S_2 + S_4(7 \cos^2 \theta - 3)}{C - \delta \eta_T \alpha^2 R \int_{0.7}^x (3S_2 - S_4(7 \cos^2 \theta - 3)) dx} dx.$$

Для угла примем  $\theta = 60^\circ$  и введем перед  $S_2$  дополнительный амплитудный множитель 0.6, чтобы обеспечить положительность функции  $\tilde{A}$  на интервале от 0.7 до 1. Тогда

$$\tau = 3R \int_{0.7}^1 \frac{0.6S_2(x) - 0.417S_4(x)}{C - \delta \eta_T \alpha^2 3R \int_{0.7}^x (S_2 - 0.417S_4) dx} dx.$$

Численный расчет дает длительность цикла 8 лет, если взять  $\delta = 0.3$ ,  $C = 4.866$  см/с; 11 лет, если принять  $\delta = 0.3$ ,  $C = 4.8614$  см/с; 13.3 года, если положить  $C = 4.86107$  см/с. Приведенный численный пример носит, конечно, сугубо модельный характер, но он ясно показывает, что описание цикла СА в данной модели нуждается в очень тонкой «настройке»: длительность цикла заметно меняется даже при малых вариациях свободной константы  $C$ .

## Плюсы и минусы модели

Плюсы. На качественном уровне просто и наглядно описываются основные свойства СА: королевская зона пятнообразования, бабочки Маундера, асимметрия цикла пятен, правила Гневнышева—Оля

и Вальдмайера, переполюсовка магнитных полей; дана оценка длительности цикла, объяснен механизм поворота солнечного диполя.

Но имеются и очевидные трудности: мы не знаем напряженности магнитного поля, которое наматывается в основании ЛЗ и потому не можем сопоставить наблюдаемые магнитные поля с теми полями, которые участвуют в процессе их генерации вблизи ядра; не знаем, как поле в ЛЗ релаксирует к бессиловому состоянию и какие факторы определяют значение токового параметра  $\alpha$ . Это предмет будущих разработок. Пока нельзя считать предложенное описание СА альтернативой имеющимся динамо-теориям, но хочется рассчитывать на появление новых данных, которые снимут хотя бы часть указанных проблем.

Работа поддержана РФФИ (проект 15-12-20001).

## Библиографические ссылки

1. *Fossat E., Boumier P., Corbard T. et al.* Asymptotic g modes: Evidence for a rapid rotation of the solar core // *Astron. Astrophys.* — 2017. — Vol. 604. — P. A40. 1708.00259.
2. *Nagovitsyn Y. A., Nagovitsyna E. Y., Makarova V. V.* The Gnevyshev-Ohl rule for physical parameters of the solar magnetic field: The 400-year interval // *Astronomy Letters.* — 2009. — Vol. 35. — P. 564–571.
3. *Livshits I. M., Obridko V. N.* Variations of the dipole magnetic moment of the sun during the solar activity cycle // *Astronomy Reports.* — 2006. — Vol. 50. — P. 926–935.
4. *Obridko V. N., Shelting B. D.* Temporal variations in the position of the heliospheric equator // *Astronomy Reports.* — 2008. — Vol. 52. — P. 676–679.
5. *Соловьев А. А., Киричек Е. А.* Релаксационная модель глобального магнитного цикла на Солнце // *Современные проблемы солнечной цикличности : тр. междунаrod. конф., 26–30 мая 1997 г.* — СПб. : ГАО РАН, 1997. — С. 226–231.
6. *Соловьев А. А., Киричек Е. А.* Механизм вращения гелиосферы // *Структура и динамика солнечной короны : тез. междунаrod. конф., 4–8 окт. 1999 г.* — М. : ИЗМИРАН, 1999. — С. 52.
7. *Соловьев А. А., Киричек Е. А.* Диффузионная теория солнечного магнитного цикла . — Элиста ; СПб., 2004.